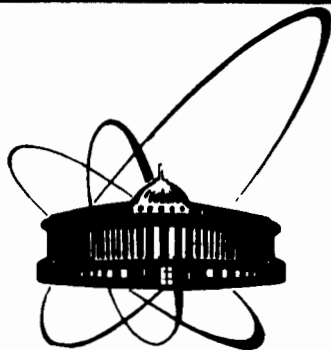


5/х 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5029/83

P2-83-465

В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко

РАССЕЯНИЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ПАРТОНОВ  
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАНЫХ ИМПУЛЬСАХ

Направлено в журнал  
"Теоретическая и математическая физика"

1983

Успехи пертурбативной КХД применительно к жестким адронным процессам позволили приблизиться непосредственно к пониманию того, как адроны составлены из полей КХД - кварков и глюонов. Современные модификации КХД: спонтанно-нарушенные, объединенные и суперсимметричные модели значительно обогащают спектр составляющих партонов и, соответственно, новых адронов <sup>/1,2/</sup>. При этом оказывается, что изучение свойств этих новых состояний - скалярных кварков, хиггсовских частиц, суперсимметричных партнеров кварков и глюонов удобно проводить в столкновениях адронов с большими  $P_T$  или в образовании соответствующих струй на угол  $90^\circ$  <sup>/3,4/</sup>.

Существование суперпартнеров частиц и партонов КХД подразумевает, по существу, модификацию экспериментального анализа сильных взаимодействий. Это касается, в частности, вопросов нарушения скейлинга структурных функций скалярных кварков и глюонов <sup>/5/</sup> и сечений их жесткого рассеяния с большими передачами импульса <sup>/6/</sup>.

Так как некоторые из суперсимметричных партонов принадлежат к присоединенному представлению цветной  $SU(3)$  группы /глюино в  $N = 1, 2$  и скалярный кварк в  $N = 2$  суперсимметрии/, такие изменения могут оказаться весьма существенными для целого ряда сечений жесткого рассеяния элементарных составляющих адронов. С этой целью в настоящей работе вычисляются дифференциальные сечения борновского рассеяния суперпартнеров кварков и глюонов и предложены некоторые критерии их экспериментального наблюдения.

1. Взаимодействия между калибровочными полями и полями материи вместе с их суперпартнерами описываются следующим калибровочным лагранжианом, инвариантным относительно группы  $SU(3)$  - цвет

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{КХД}} + \mathcal{L}_{\text{сс}} + \mathcal{L}' ,$$

$$\mathcal{L}_{\text{сс}} = -\frac{1}{2} \bar{\lambda}_a (iD\lambda)_a - (D_\mu s_i)^+ D^\mu s_i - (D_\mu t_i)^+ D^\mu t_i + \quad /17/$$

$$+ ig\sqrt{2} \{ \bar{\lambda}_R^a s_i^+ T^a q_{Li} - \bar{\lambda}_L^a t_i^+ T^a q_{Ri} + \text{э.с.} \} -$$

$$- \frac{1}{2} g^2 (s_i^+ T^a s_i - t_i^+ T^a t_i)^2 ,$$

где  $D_{ij}^\mu = \partial^\mu \delta_{ij} - ig G_\mu^a T_{ij}^a$  - ковариантная производная, а  $\mathcal{L}$  содержит вклады, фиксирующие калибровку, "духи" Фаддеева-Попова и возможные массовые члены. Здесь  $T^a$  являются генераторами группы  $SU(3)_c$  в данном представлении.

### N = 1 суперсимметрия

Для глюонов и их суперпартнеров - майорановских спиноров  $\lambda$  /глюино/  $T_{bc}^a \rightarrow F_{bc}^a$  - суть структурные константы группы

$SU(3)_c$  if  $abc$ .

Для L-R кварков  $q = (q_L, q_R)$  и их скалярных суперпартнеров  $\phi = (s, t)$ ,  $T^a = \lambda^a/2$  - матрицы Гелл-Манна фундаментального представления  $SU(3)_c$ .

### N = 2 суперсимметрия

Все поля, входящие в лагранжиан /1/  $q, g, \lambda, \phi$ , принадлежат к присоединенному /октетному/ представлению группы  $SU(3)_c$ .

В КХД взаимодействие адронов на малых расстояниях осуществляется посредством бинарных взаимодействий составляющих их кварков и глюонов при больших передачах импульса  $s \sim t \sim u^*$ . Сечения этих элементарных актов были вычислены в работах /7/ и составляют основу рассмотрения процессов жесткого рассеяния в КХД. В N = 1,2 расширенной КХД сечения рассеяния кварков и глюонов должны быть дополнены соответствующими сечениями бинарного взаимодействия их суперпартнеров глюино и скаляров, вычисления которых будут приведены ниже.

Итак, лагранжиан /1/ приводит к следующим новым /по сравнению с КХД/ взаимодействиям:

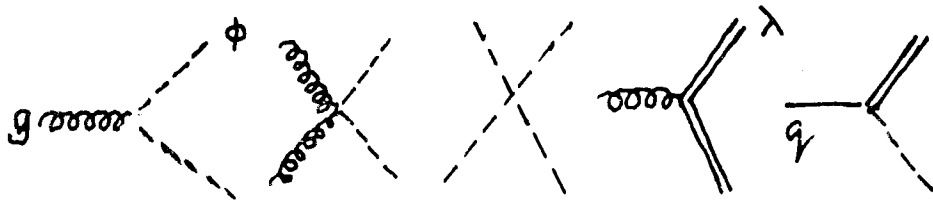


Рис.1. Вершины взаимодействия глюино и скалярных кварков с кварками и глюонами.

\* Здесь и далее малыми символами  $s, t, u$  ( $s+t+u=0$ ) будем обозначать мандельштамовские инварианты в с.ц.и. партонов.

Ввиду того, что  $\lambda/N = 1,2/$  и  $\phi/N=2/$  принадлежат к октетному представлению цветной  $SU(3)$ -группы, эти вершины приведут к большому цветным множителям.

В частности, сравним цветные коэффициенты в реакциях образования кварк-антикварковой пары в  $q\bar{q}$  ( $N=0$ ) и  $\phi\bar{\phi}$  ( $N=2$ ) аннигиляции

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}) \sim \frac{2}{d_R^2} [\text{Tr}(TT)]^2 = \frac{2T_R c_F}{d_R} = \frac{4}{9}, \quad /2/$$

$$\sigma(\phi\bar{\phi} \rightarrow q\bar{q}) \sim \frac{2}{d_A^2} [\text{Tr}(FF)]^2 = \frac{2c_A^2}{d_A} = \frac{9}{4}.$$

Здесь  $c_F, T_R, d_R$  и  $c_A, d_A$  - цветные групповые константы в фундаментальном и присоединенном представлениях группы  $SU(3)_c$  соответственно\*. Сравняя цветные коэффициенты /2/, приходим к значительному /почти в пять раз/ усилению сечений суперсимметричного процесса над КХД:

$$\frac{\sigma(N=2)}{\sigma_{\text{КХД}}} = \frac{81}{16}.$$

Остановимся подробнее на реакциях образования глюино и скалярных кварков в высокоэнергетических глюонных и кварк-антикварковых соударениях.

#### 1. $g\bar{g} \rightarrow \phi\bar{\phi}$

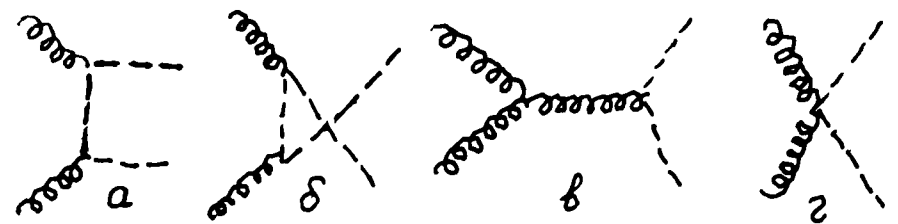


Рис.2. Диаграммы образования пары скалярных кварков в глюонном слиянии.

\*  $c_F = 4/3, d_R = 3, T_R = 1/2$  в фундаментальном представлении и  $c_A = 3, d_A = 8$  в присоединенном представлении группы  $SU(3)_c$ .

Дифференциальное сечение этого процесса в ведущем порядке по  $g^2$  можно записать в следующем виде /м - масса  $\phi$ -кварка/

$$\frac{d\sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{4F^2} \Sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(m, \theta),$$

$$4F^2 = [(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2]^{1/2} = s^2,$$

/3/

$$\Sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(m, \theta) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \left\{ (c - \frac{3UT}{s^2}) \left[ 1 - \frac{2m^2 s}{UT} + 2 \left( \frac{m^2 s}{UT} \right)^2 \right] \right\}.$$

При записи формулы /3/ были использованы следующие обозначения:  $U = u - m^2$ ,  $T = t - m^2$ ,  $S = s$ , причем  $S + T + U = 0$  по аналогии с безмассовым случаем\*.

Первый множитель в фигурных скобках формулы /3/ представляет вклад диаграмм в, г рис.2 /вклады а и б сокращаются вместе с интерференцией диаграммы а-г. В массивный член дают вклад все графики рис.2.

В случае рассеяния на угол  $\theta = 90^\circ$  ( $4UT = s^2$ )

$$\Sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(m, 90^\circ) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} (c_F - \frac{3}{4})(1 - 8r + 32r^2),$$

/4/

где  $r = m^2/s$ .

Заметим, что пороговое поведение сечения реакции  $gg \rightarrow \phi\bar{\phi}$  определяется вкладом одной диаграммы г /рис.2/ и пропорционально сечению /томпсоновского рассеяния

$$\Sigma_{\text{порог.}}^{\phi\bar{\phi} \rightarrow gg}(p_1, p_2 \rightarrow 0, E_1 = E_2 \rightarrow m) =$$

$$= \Sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(0, 90^\circ) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} (c_F - \frac{3}{4}).$$

/5/

\* При вычислении сечений, так же как и в работе /4/, используется аксиальная калибровка.

Ввиду "зануления" в этом пределе вклада диаграммы с трех-глюонной вершиной /в/ сечение /5/ равно соответствующему выражению в абелевом случае, например,  $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$  в скалярной КЭД.

Отметим, что сечение образования пары скалярных кварков имеет фактор усиления, по сравнению с КХД только для  $N = 2$  суперсимметрии:

$$\frac{\sigma(gg \rightarrow \phi\bar{\phi}, N=2)}{\sigma(gg \rightarrow q\bar{q}, \text{КХД})} = \frac{81}{7}.$$

## 2. $gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$

Перейдем к рассмотрению процесса образования калибровочного суперпартнера глюона - майорановского спинора  $\lambda$ .

Борновское сечение в этом случае можно записать в виде

$$\Sigma_{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m_\lambda, \theta) = \frac{1}{2} \frac{2c_A^2}{d_A} \left\{ (-3 + \frac{s^2}{UT} + \frac{2UT}{s^2}) + 4m_\lambda^2 \times \right.$$

/6/

$$\left. \times \left( \frac{1}{U} + \frac{1}{T} - \frac{1}{s} \right) - 4m_\lambda^4 \left( \frac{1}{U^2} + \frac{1}{T^2} + \frac{1}{UT} \right) \right\}$$

и при рассеянии на  $\theta = 90^\circ$ :

$$\Sigma_{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m_\lambda, 90^\circ) = \frac{3c}{4} (1 - \frac{40}{3} r_\lambda - 32r_\lambda^2), \quad r_\lambda = \frac{m_\lambda^2}{s},$$

/7/

где  $c = \frac{2c_A^2}{d}$ .

Сравнивая сечения образования спинорных и скалярных кварков с сечениями калибровочных фермионов, можно прийти к некоторым следствиям суперсимметричных теорий.

Ограничившись для простоты случаем точной  $N = 1$  суперсимметрии / $m = m_\lambda = 0$ /, имеем:

$$\Sigma_{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(0, \theta) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \mathcal{F}_F(\theta),$$

/8/

$$\mathcal{F}_{F,A}(\theta) = c_{F,A} - \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \left( \frac{t-u}{s} \right)^2,$$

$$\Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(0, \theta) = \frac{c_A}{d_A} \mathcal{F}_A(\theta) \cdot \frac{u^2 + t^2}{ut},$$

$$\Sigma^{gg \rightarrow q\bar{q}}(0, \theta) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \mathcal{F}_F(\theta) \cdot \frac{u^2 + t^2}{ut}.$$

В случае точной  $N = 2$  расширенной КХД фермионные, скалярные кварки и калибровочные спиноры все преобразуются по присоединенному представлению группы  $SU(3)_c$

$$\Sigma^{gg \rightarrow \phi\bar{\phi}}(0, \theta) = c(1 - \frac{ut}{s^2}), \quad c = \frac{2c_A^2}{d_A}, \quad /9/$$

$$\frac{1}{2} \Sigma^{gg \rightarrow q\bar{q}}(0, \theta) = \Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(0, \theta) = \frac{c}{2} (1 - \frac{ut}{s^2}) \frac{u^2 + t^2}{ut},$$

а соответствующие сечения рассеяния на  $\theta = 90^\circ$  удовлетворяют следующим соотношениям суперсимметрии

$$\begin{aligned} \sigma(gg \rightarrow \phi\bar{\phi}, \theta = 90^\circ) &= \sigma(gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}, \theta = 90^\circ) = \\ &= \frac{1}{2} \sigma(gg \rightarrow q\bar{q}, \theta = 90^\circ) = \\ &= \frac{81}{7} \sigma^{KХД}(gg \rightarrow q\bar{q}, \theta = 90^\circ) \end{aligned} \quad /10/$$

при образовании частиц с различными спинами двумя глюонами.

### 3. $q\bar{q} \rightarrow \phi\bar{\phi}, \lambda\bar{\lambda}$

В случае, когда пары скалярных кварков и калибровочных фермионов образуются в кварк-антикварковых столкновениях  $/N = 1 \text{ КХД}/$ :

$$\Sigma^{q\bar{q} \rightarrow \phi\bar{\phi}}(m, \theta) = \frac{2T_R c_F}{d_R} \left( \frac{UT}{s^2} - \frac{m^2}{s} \right),$$

/11/

$$\Sigma^{q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m, \theta) = \frac{c_A c_F}{d_R} \left( 1 - \frac{2UT}{s^2} + \frac{m^2}{s} \right).$$

В случае канала кварк-антикваркового рассеяния соотношение симметрии  $/10/$  между сечениями в  $N = 2$  КХД опять выполняется при  $\theta = 90^\circ$

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \phi\bar{\phi}) = \sigma(q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}) = \frac{1}{2} \sigma(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}), \quad /12/$$

причем

$$\sigma^{N=2}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}) = \frac{81}{16} \sigma^{KХД}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}),$$

$$\text{и } \sigma(q\bar{q}, N = 2, 90^\circ) = 3 \cdot \sigma(gg, N = 2, 90^\circ).$$

Отметим, что в отличие от реакции образования пары скаляров в глюонных соударениях  $/\text{область } x_T = 0/$ , сечение которой слабо меняется в зависимости от угла рассеяния  $\theta$ , сечение образования скаляров в кварк-антикварковом слиянии  $q\bar{q} \rightarrow \phi\bar{\phi}$  имеет ярко выраженную угловую зависимость, существенно отличающуюся от сечения образования спинорных кварков. Это обстоятельство может служить одной из существенных черт при детектировании струй скалярных кварков, в отличие от их фермионных партнеров. Так как элементарный подпроцесс  $q\bar{q}$ -столкновения валентных кварков доминирует в реакциях аннигиляционного типа -  $pp$ -,  $p\bar{p}$ -соударениях при больших  $x_T$ , измерения угловой зависимости сечений струйного образования с большими  $p_T$  могут служить одной из удобных мод их обнаружения.

В частности, в  $N = 2$  суперсимметричной КХД характерный для скаляров вклад в угловую зависимость сечения входит с большим весом, а именно:

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow \text{струи}}}{d\Omega} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left\{ \frac{T_R c_F}{d_R} (1 + \cos^2 \theta) + \frac{c_A^2}{2d_A} (1 - \cos^2 \theta) \right\},$$

где

$$\frac{c_F T_R}{d_R} \equiv c_{1/2} = \frac{2}{9}, \quad \frac{c_A^2}{2d_A} \equiv c_0 = \frac{9}{16}, \quad \frac{c_0}{c_{1/2}} \approx \frac{91}{32}.$$

### 4. $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$

Рассмотрим процесс рассеяния скалярных кварков друг на друге в суперсимметричных теориях. Этот процесс интересен еще и тем,

что он содержит вклад четверного скалярного взаимодействия /входящего в лагранжиан суперсимметрии /1/ с той же константой  $g_s^2$  /.

Сечение  $\phi_a \phi_\beta \rightarrow \phi\phi$  в  $N = 1$  КХД имеет следующий вид / $m$  - масса скалярного кварка/:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi a_s^2}{4F^2} \Sigma, \quad 4F^2 = s(s - 4m^2),$$

$$\Sigma_{\phi_a \phi_\beta \rightarrow \phi\phi} (m, \theta) = \frac{c_F}{d_R} \left\{ T_R \left( \frac{S-U}{T} \right)^2 + \right. \quad /14/$$

$$\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[ T_R \left( \frac{S-T}{U} \right)^2 + 2(c_F - \frac{3}{2}) \frac{(S-U)(S-T)}{UT} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{c_F}{d_R} \left\{ 2 \frac{d_R + 1}{c_F} - 2 \left( \frac{S-U}{T} \right) - \delta_{\alpha\beta} \left( \frac{S-T}{U} \right) \right\}, \right.$$

причем сечение /14/ совпадает по форме с сечением в безмассовом случае, с той разницей, что  $S = s - 2m^2$ ,  $S + U + T = 0$ ,  $s + t + u = 4m^2$ .

Вклад диаграммы с 4-скалярной вершиной выделен отдельно в члене во второй фигурной скобке формулы /14/ /вместе с интерференцией 4-скалярного взаимодействия и обычных диаграмм  $\phi\phi$  - рассеяния/. Отметим, что он в 4 раза увеличивает сечение реакции  $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$  на  $90^\circ$ . Остальные бинарные сечения, вычисленные для процессов рассеяния суперсимметричных партонных КХД, приведены в таблице\*.

Как видно из таблицы, шесть сечений жесткого рассеяния  $q$  и  $g$  в КХД / $N = 0$ / определяются шестью цветовыми коэффициентами, являющимися комбинациями квадратов операторов Казимира и размерностей триплетного /октетного/ представлений группы  $SU(3)$  - цвет:

$$\frac{c_F^2}{d_R}, \frac{c_F c_A}{d_R}, \frac{c_F c_A}{d_A}, \frac{c_F T_R}{d_A}, \frac{c_F^2}{d_A}, \frac{2c_A^2}{d_A} = c.$$

\* Кроме реакций, включающих юкавскую связь  $q\lambda\phi$ .

$ab \rightarrow cd$	$\Sigma^{ab \rightarrow cd} (m=0, \theta), \quad d\sigma^{ab \rightarrow cd} / dt = \pi a_s^2 / s^2 \Sigma$	$\Sigma(\theta=90^\circ)$
1. $\phi_a \phi_\beta \rightarrow \phi\phi$	$\frac{c}{2} \left\{ \left( \frac{s-u}{t} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{s-u}{t} \right) + \frac{2}{3} \frac{d_A + 1}{c_A} + \right.$ $\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[ \left( \frac{s-t}{u} \right)^2 + \frac{(s-u)(s-t)}{ut} - \frac{2}{3} \left( \frac{s-t}{u} \right) \right] \right\}$	37,1
2. $gg \rightarrow gg$	$2c \left\{ 3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right\}$	$N=0 \quad 30,4$
3. $\lambda\lambda \rightarrow \lambda\lambda$	$c \left\{ 1 - \frac{us}{t^2} - \frac{ts}{u^2} + \frac{1}{2} \frac{s^2}{ut} \right\}$	15,7
4. $\phi_a \bar{\phi}_\beta \rightarrow \phi\bar{\phi}$	$\frac{c}{2} \left\{ \left( \frac{s-u}{t} \right)^2 + \frac{2}{3} \left( \frac{s-u}{t} \right) + \frac{2}{3} \frac{d_A + 1}{c_A} + \right.$ $\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[ \left( \frac{u-t}{s} \right)^2 - \frac{(s-u)(u-t)}{ts} - \frac{2}{3} \left( \frac{u-t}{s} \right) \right] \right\}$	10,1
5. $gq \rightarrow gq$	$\frac{2c_F c_A}{d_A} \left\{ \frac{u^2 + s^2}{t^2} - \frac{c_F}{c_A} \frac{u^2 + s^2}{us} \right\}$	$N=0 \quad 6,1$
6. $\lambda\bar{\lambda} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$c \left\{ 1 - \frac{us}{t^2} - \frac{ut}{s^2} + \frac{1}{2} \frac{u^2}{st} \right\}$	5,6
7. $q_a q_\beta \rightarrow qq$	$\frac{2c_F}{d_R} \left\{ T_R \frac{u^2 + s^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \left[ T_R \frac{s^2 + t^2}{u^2} + 2 \left( c_F - \frac{3}{2} \right) \frac{s^2}{ut} \right] \right\}$	$N=0 \quad 3,2$
8. $gg \rightarrow \phi\bar{\phi}$	$c \left\{ 1 - \frac{3}{c_A} \frac{ut}{s^2} \right\}$	1,7
9. $gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$\frac{c}{2} \left\{ -3 + \frac{s^2}{ut} + \frac{2ut}{s^2} \right\}$	1,7
10. $q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{2c_F^2}{d_R} \left\{ \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{c_A}{c_F} \frac{u^2 + t^2}{s^2} \right\}$	$N=0 \quad 1,0$
11. $q\bar{q} \rightarrow \phi\bar{\phi}$	$\frac{c ut}{s^2}$	0,55
12. $q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$\frac{c}{2} \left\{ 1 - \frac{2ut}{s^2} \right\}$	0,55
13. $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{2c_F T_R}{d_R} \left\{ \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right\}$	$N=0 \quad 0,22$
14. $gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{2c_F T_R}{d_A} \left\{ \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{c_A}{c_F} \frac{u^2 + t^2}{s^2} \right\}$	$N=0 \quad 0,15$

В  $N = 1$  суперсимметрии эти же 6 цветных констант входят в сечения уже 31 возможного процесса взаимодействия кварков, глюонов и их суперпартнеров /совместных с сохранением  $R$ -четности и барионного числа/. Ввиду того, что в  $N = 2$  расширенной КХД  $T_R = c_F = c_A = 3$ ,  $d_R = d_A = 8$  сечения этих /31/ процессов содержат только одну универсальную константу  $c = 2c_A^2/d_A = 9/4$ , в кратности, зависящей от спина партонов  $s = 0, 1/2, 1$ .

В зависимости от роста цветных констант при переходе к присоединенному представлению  $SU(3)_c$  происходит перестройка доминирующих сечений. В таблице приведены соответствующие численные значения для случая рассеяния на  $90^\circ$ .

Необходимо отметить также, что при переходе от КХД к  $N = 1, 2$  суперсимметрии меняется шкала бегущей константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  в зависимости от области значений переменной  $Q^2(p_T^2)$  и порогов образования  $\phi$  и  $\lambda$ . В частности, для майорановского глюино и четырех ароматов кварков:

$$\beta_0 = \frac{25}{3} \rightarrow \beta_{0c} = \frac{11c_A - 2n_f - 2n_\lambda - n_f}{3} = \begin{cases} \frac{19}{3}, \lambda \\ \frac{15}{3}, \lambda, \phi \end{cases} \quad /15/$$

$$\text{и } \Lambda_c = \Lambda_0 (\Lambda_0 / Q)^{-\beta_0/\beta_{0c} - 1}$$

Например, при  $Q = 100$  ГэВ и  $\Lambda_0 = 0.2$  ГэВ.  $\Lambda_c(\lambda) = 24$  МэВ.  
 $\Lambda_c(\lambda, \phi) = 2,8$  МэВ.

#### Замечание о массах /8/

В пределе точной суперсимметрии все массы партонов равны нулю. В реалистическом случае величины масс глюино /легчайшего суперпартнера калибровочного бозона/ и скалярных кварков зависят существенным образом от типа нарушения суперсимметрии и варьируются в довольно широком интервале, например,  $m_\phi \geq m_z^*$ . Отметим также, что массовые поправки в процессах рождения скалярных кварков в  $gg$ -и  $q\bar{q}$ -столкновениях в точке максимума  $m = \sqrt{s}/8$  и  $\theta = 90^\circ$  составляют 50% от безмассового случая и стремятся к нулю на пороге и кинематическом пределе.

Конкретные значения сечений образования суперсимметричных частиц с большими  $p_T$  могут быть измерены по известным недостающим  $p_T(E_T)$  в зависимости от величины их масс, реализации схем распада на обычные адроны /струи/ и типа нарушения суперсимметрии. В частности, замечая, что отношение  $R(\phi \text{ jet}/\tau)$  опреде-

\* Экспериментальная граница на массу скалярного кварка  $m \geq 15$  ГэВ /8/.

ляется известным фактором нарушения скейлинга, например, для  $\bar{p}p$ -соударения /9/

$$R\left(\frac{\phi \text{ jet}}{\pi}\right) \Big|_{p_T} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \phi x)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \pi x)} = \frac{\alpha_s^{2D(10)}(p_T^2)}{\alpha_s^{3D(10)}(p_T^2)},$$

можно оценить наклоны эффективных показателей инклюзивных сечений  $E d\sigma/d^3p$   $p_T^{\text{нэфФ}}$  образования  $\pi$ -мезонов, струй-фермионных и скалярных кварков в  $\bar{p}p$ -соударениях.

Так как имеют место соотношения \* /9/ :

$$n_\pi - n_\phi = 2D(10) \alpha_s,$$

$$n_\phi - n_q = 2[D(10) - D(8)] R(s) \approx 2\gamma_F R(s),$$

то при энергии  $\bar{p}p$ -коллайдера  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ и для значения  $\Lambda = 0,3$  ГэВ/с, получим следующие значения наклонов эффективных сечений реакции  $\bar{p}p \rightarrow sx$ ,  $s = \pi, q, \phi$

$$n_\pi \approx 5,3 \text{ подпроцесс } q\bar{q} \rightarrow q\bar{q},$$

$$n_q \approx 4,8 \text{ подпроцесс } q\bar{q} \rightarrow q\bar{q},$$

$$n_\phi \approx 5,0 \text{ подпроцесс } gg \rightarrow \phi\phi$$

соответственно.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Н. Хелидзе за постоянный интерес к работе и ценные замечания а также И.С.Авалиани, А.Л.Катаеву, Н.В.Красникову, К.Г.Четыркину за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tavkhelidze A.N. Coloured scalars and new hadrons, INR, P-0267, M., 1982; Chetyrkin K.G., et al. Phys.Lett., 1982, v. 117B, p. 252-256.
2. Fayet P. Phys.Lett., 1977, v. 69B, p. 489-493. Farrar G.R., Fayet P. Phys.Lett., 1978, v. 76B, p. 575-579.
3. Glück M., Reya E. Phys.Rev.Lett., 1982, v. 48, p. 662-665.
4. Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. Рождение цветных скаляров с большими поперечными импульсами, ОИЯИ, P2-83-457, Дубна, 1983.
5. Kounnas C., Ross D.A. Nucl.Phys., 1983, v. 214B, p.317-349; Antoniadis I., Kounnas C., Lacaze R. Nucl.Phys., 1982, v. 211B, p. 216; Campbell B.A., Ellis J., Rudaz S. Nucl.

\* Без учета изменения шкалы  $\alpha_s(p_T^2)$ .

5. v. 211B, p. 216; Campbell B.A., Ellis J., Rudaz S., Nucl.Phys., 1982, v. 198B, p. 1-9.
6. Harrison P.R., Llewellyn Smith C.H. Hadroproduction of susy particles, preprint 51/82, Oxford, 1982; Hincliffe I., Littenberg L. Phenomenological consequences of supersymmetry. LBL-15022, Berkeley, 1982.
7. Cambridge B.L., Kripfganz J., Ranft J. Phys.Lett., 1977, v. 70B, p. 234-239; Cutler R., Sivers D. Phys.Rev., 1978, v. 17D, p. 196-209. Owens J.F., Reya E., Glück M. Phys. Rev., 1978, v. 18D, p. 1501-1515.
8. Barber D.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, v. 45, p. 1904, 1909.  
Kane G.L., Leveille K.P. Phys.Lett., 1982, v. 112B, p. 227-232.  
Bergsma F. et al. Bounds on susy particles from a proton beam-dump experiment, CERN-EP/82-193, Geneva, 1982.
9. Радюшкин А.В., Слепченко Л.А. ОИЯИ, В2,4-83-179, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июля 1983 года.

Матвеев В.А., Слепченко Л.А. P2-83-465  
Рассеяние суперсимметричных партонов при больших переданных импульсах

В рамках суперсимметричного расширения КХД / $N = 1,2$ / вычислены дифференциальные сечения образования скалярных кварков и глюино в борновском приближении. Обсуждаются некоторые критерии их обнаружения в адронных соударениях при больших поперечных импульсах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Matveev V.A., Slepchenko L.A. P2-83-465  
Supersymmetric Parton Scattering at High Momentum Transfer

In the framework of supersymmetric extension of QCD ( $N=1,2$ ) the cross sections of the gluino and scalar quark production are calculated in the Born approximation. Some tests of their search in hadronic collisions at high transverse momentum are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.